

## Диагностика плазмы сильноточного цезиевого разряда с помощью рекомбинационного континуума

А. А. Богданов, С. В. Гавриш, А. М. Марциновский, И. И. Столяров

*Проведен анализ спектров рекомбинационного континуума в цезиевом сильноточном импульсно-периодическом разряде высокого давления. Он показал, что в широкой области практически интересных режимов реабсорбция излучения континуума и радиальная неоднородность плазменного столба слабо влияют на интегральные спектры континуума. Из этих спектров для достаточно плоских распределений параметров плазмы определены температура на оси и концентрация. Экспериментально показана обратно-пропорциональная зависимость сечения излучательной рекомбинации от энергии рекомбинирующего электрона вплоть до энергий 1,3 эВ. Обнаружено появление значительного поглощения ультрафиолета сапфировой трубкой в диапазоне 350–400 нм после работы при больших энерговкладах в импульсе.*

*Ключевые слова:* газовый разряд, цезий, давление паров, световой поток, рекомбинационный континуум, концентрация и температура плазмы, сапфир.

**Ссылка:** Богданов А. А., Гавриш С. В., Марциновский А. М., Столяров И. И. // Успехи прикладной физики. 2020. Т. 8. № 5. С. 326.

**Reference:** A. A. Bogdanov, S. V. Gavrish, A. M. Martsinovsky, and I. I. Stolyarov, Usp. Prikl. Fiz. **8** (5), 326 (2020).

### Введение

Последние годы в ФТИ проводились исследования сильноточного цезиевого импульсно-периодического разряда (ИПР) высокого давления как энергоэффективного и экологически чистого (безртутного) источника видимого света исключительно высокого качества (индекс цветопередачи

$R_a$  97-98) [1–5]. Была развита теория такого разряда, экспериментально подтверждены ее основные предпосылки и выводы, получена общая физическая картина разряда. Это позволило сосредоточить основные усилия на исследовании светотехнических параметров и определении верхнего предела светоотдачи. В процессе этих исследований выяснилось, что разряд

---

**Богданов Александр Алексеевич**<sup>1</sup>, н.с., к.ф.-м.н.  
**Гавриш Сергей Викторович**<sup>2</sup>, нач. отдела источников света, д.т.н.

**Марциновский Артемий Маркович**<sup>1</sup>, с.н.с., к.ф.-м.н.

**Столяров Игорь Иванович**<sup>1</sup>, вед. инженер.

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН.

Россия, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26.

---

E-mail: a.bogdanov@mail.ioffe.ru,  
 amartsinovsky@gmail.com, igor-stolyarov@yandex.ru  
<sup>2</sup> ООО «НПП «Мелитта».

Россия, 117997, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 16/10.

E-mail: svgavr@list.ru

*Статья поступила в редакцию 12 октября 2020 г.*

© Богданов А. А., Гавриш С. В.,  
 Марциновский А. М., Столяров И. И., 2020

намного сложнее, чем представлялось ранее [5], и необходимы детальные измерения параметров разрядной плазмы для понимания реальной картины разряда и оптимизации выходных характеристик осветительных ламп.

Определение температуры и концентрации электронов по рекомбинационному континууму (полосы 6P и 5D) широко применялось при изучении цезиевых разрядов. Особенностью сильноточного цезиевого ИПР является высокое давление паров Cs ( $P_{Cs} = 10^1 - 10^3$  Торр) и, соответственно, высокая концентрация плазмы  $n_e = 10^{16} - 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. В таком разряде существует сильная радиальная неоднородность плазмы, и возможна реабсорбция излучения континуума, зависящая от длины волны. В таких условиях диагностика параметров плазмы по интегральному излучению континуума может не иметь простого решения. Поэтому основной задачей настоящей работы явился анализ и обоснование применимости данной диагностики.

### Методика эксперимента

Спектроскопические измерения проводились на двух лампах с разрядными трубками (горелками) из монокристаллического сапфира с внутренним диаметром  $2r = 5$  мм и межэлектродным расстоянием  $L = 55$  и  $22$  мм между стандартными витыми вольфрамовыми электродами. Цезий вводился в горелку в избытке, так что его давление определялось температурой холодной точки горелки. В качестве зажигающего газа использовался ксенон (30 Торр). Лампы питались от генератора импульсов линейно-нарастающего тока с амплитудой  $i_p = 10 - 150$  А и длительностью  $\tau = 10 - 50$  мкс. Чередование их полярности обеспечивало при работе лампы симметричный разогрев электродов и термоэмиссионный ток с них в парах цезия более 100 А без катодных пятен, а также исключало катафорез.

Лампа располагалась горизонтально. С помощью линзы изображение лампы

фокусировалось на входную щель монохроматора МДР-23. Регистрация излучения в оптическом диапазоне осуществлялась фотоумножителем ФЭУ-79 методом стробируемого интегрирования. Измерение абсолютной спектральной чувствительности оптической системы было проведено с помощью образцовой температурной ленточной лампы, предварительно отградуированной для нескольких значений тока. В диапазоне длин волн  $\lambda$  меньше 450 нм наблюдался резкий спад чувствительности оптической системы, что препятствовало в большинстве режимов регистрации оптического сигнала при  $\lambda < 350$  нм. (Подробнее лампа и установка описаны в [3, 5]).

Как известно [6, 7], скорость излучения фотонов в интервал длин волн  $d\lambda$ , соответствующий интервалу скоростей  $dv$ , в результате излучательной рекомбинации в  $j$  состоянии:

$$Q_j(\lambda)d\lambda = n_e n_i v \sigma_j(v) F(v) dv, \quad (1)$$

где  $n_e = n_i = n$  – концентрация электронов и ионов в плазме, (концентрация плазмы);  $v$  – скорость рекомбинирующего электрона;  $\sigma_j(v)$  – сечение излучательной рекомбинации электрона со скоростью  $v$  в состоянии  $j$ ;  $F(v)$  – функция распределения электронов по скоростям. Для максвелловской функции распределения  $F(v)$  переход от  $v$  к длинам волн дает для интенсивности излучения  $I_j(\lambda)$  в состоянии  $j$ :

$$I_j(\lambda)d\lambda = \left(\frac{2m}{\pi}\right)^{1/2} \frac{h^2 c^2}{(kT_e)^{3/2}} \frac{N_e N_i}{\lambda^3} v^2 \sigma_j(v) \times \exp\left[-\frac{hc}{kT_e} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_j}\right)\right] d\lambda \quad (2)$$

$$hv = hc/\lambda = hc/\lambda_j + mv^2/2 \quad (3)$$

где  $T$  – температура электронов плазмы;  $c$  – скорость света;  $k$  – постоянная Больцмана;  $h$  – постоянная Планка;  $hc/\lambda_j$  – энергия

связи состояния  $j$ ;  $mv^2/2$  – начальная кинетическая энергия захваченного электрона.

Сечения рекомбинации на 6P и 5D уровни атома цезия были определены в [6] по спектру излучения континуума термической плазмы в диапазоне  $400 < \lambda < 600$  нм. Давление Cs в этом эксперименте составляло 0,3–6,5 Торр, температура паров цезия 2100–2400 К, концентрация плазмы при этом изменялась в диапазоне  $10^{13}$ – $10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Была получена обратная зависимость этих сечений от энергии электрона  $\sigma_j(\varepsilon) = C_j \times (1/v^2)$ ,  $C_{6P} = 3,74 \times 10^{-6}$  см<sup>4</sup> с<sup>-2</sup> и  $C_{5D} = 8,3 \times 10^{-6}$  см<sup>4</sup> с<sup>-2</sup> (при  $v$  в см/с). В диапазоне длин волн  $\lambda < 508$  нм интенсивность континуума определяется суммой излучения в полосах 6P и 5D. Для однородной плазмы в рамках описанной модели зависимость  $\ln[I(\lambda)\lambda^3]$  от  $1/\lambda$  является прямой, ее наклон определяет  $hc/kT$  и, следовательно, электронную температуру, а

абсолютная интенсивность в голове 6P континуума ( $\lambda = 508$  нм) определяет концентрацию плазмы.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны характерные примеры спектров ИПР в лампе с длинным межэлектродным промежутком (55 мм). Приведены участки спектра в диапазоне длин волн 350–600 нм, в котором излучается рекомбинационный континуум, спектры построены в координатах  $\ln(I\lambda^3)$  от  $1/\lambda$ . При записи спектра на входную щель монохроматора фокусировался небольшой участок изображения (до  $0,2 \times 0,2$  мм) лежащий на оси горелки, таким образом регистрировалась сумма излучений от всех участков диаметра светящегося столба плазмы от одной стенки горелки до другой.

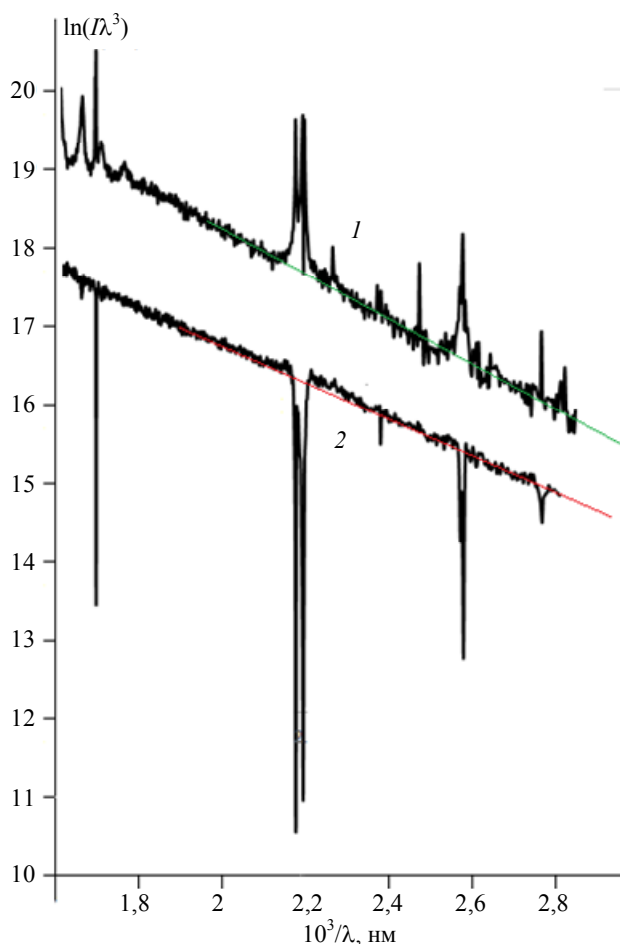


Рис. 1. Типичные спектры цезиевого ИПР лампы с длиной плазменного канала  $L = 55$  мм, амплитуда импульса тока  $i_p = 80$  А, длительность 40 мкс.

1 – давление  $P_{Cs} = 90$  Торр, энерговклад в импульсе  $q = 0,18$  Дж, частота  $f = 460$  Гц, температура электронов  $T_e = 4960$  К;

2 –  $P_{Cs} = 450$  Торр,  $q = 0,92$  Дж,  $f = 1300$  Гц,  $T_e = 6000$  К.

В общем случае радиальная зависимость температуры и концентрации плазмы должна приводить к большему или меньшему отклонению графика интегрального излучения в указанных координатах от прямой линии. Как видно из рис. 1 спектры хорошо описываются прямой линией в широком диапазоне длин волн 350–560 нм, что на первый взгляд может показаться удивительным. Однако качественное рассмотрение показывает, что спектр интегрального излучения континуума должен приближаться к прямой линии для достаточно плоских радиальных распределений температуры и концентрации плазмы с резким спадом в достаточно узком пристеночном слое. При этом на коротковолновом участке спектра возможны некоторые отклонения спектра от прямой вверх за счет более медленного спада континуума от участков с большей температурой. Нами было проведено численное моделирование спектра интегрального излучения континуума для разных температур на оси разряда, относительный ход температуры при этом соответствовал расчету в работе [8]. Действительно, моделирование показало, что этот спектр слабо отклоняется от прямой линии, а температура, определенная по наклону этой прямой, отличается от заложенной в расчет температуры на оси не более чем на 5–10 %.

Второй причиной возможной ошибки может быть самопоглощение излучения континуума за счет фотоионизации 6P уровня, в результате чего вклад континуума из разных участков вдоль диаметра плазменного столба в выходящий световой поток оказывается различным. Приблизительно поглощение нетрудно оценить. Коэффициент поглощения  $k(r) = 0,43n_{6P}(r) \times \sigma_{i6P}$ , полное поглощение  $K = \int_0^{r_0} k(r) dr$ , где  $\sigma_{i6P}$  – сечение фотоионизации с уровня 6P, а  $n_{6P}(r)$  – концентрация атомов на 6P уровне, которая определяется из разумно заданного распределения температуры по радиусу.

И приближенные оценки, и самосогласованные расчеты теории ИПР [4, 9], показывают, что при  $P_{Cs} < \sim 100$  Торр плазма практически оптически прозрачная (режим 1 на рис. 1). И лишь при давлении  $\sim 200$ – $300$  Торр (где наблюдается максимум светоотдачи для осветительных цезиевых ламп ИПР [5]) радиальная оптическая плотность приближается к 1. Но и при больших давлениях самопоглощение может быть мало при высоких температурах. Оценка показывает, что при давлении  $p = 300$  Торр и температуре на оси 14000 К полное поглощение на длине волны  $\lambda = 500$  нм не превышает 0,03 (при внутреннем радиусе горелки 2,5 мм).

Согласно [10]  $\sigma_{i6P} = 2 \times 10^{-17} \text{ см}^{-2}$  при  $\lambda = 500$  нм и  $1,4 \times 10^{-17} \text{ см}^{-2}$  при 400 нм, и при уменьшении  $\lambda$  полное поглощение  $K$  также уменьшается. Поэтому поглощение, если оно существенно, должно приводить к завышению температуры.

В слабоионизованной плазме Cs сравнительно низкого давления (несколько Торр) при концентрации  $10^{13}$ – $10^{14} \text{ см}^{-3}$  (как в [6, 7]) энергия ионизации атома Cs остается неизменной 3,894 эВ. Голова 6P континуума при этом находится на длине волны 508,1 нм. В исследованных нами режимах ИПР давление цезия составляло 100–300 Торр,  $n$  была порядка  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ , температура  $10^4$  К. При таких параметрах плазмы возможно заметное изменение энергии ионизации атома Cs. Действительно, снижение энергии ионизации в плазме с концентрацией  $n$  и температурой  $T$  составляет согласно [11–13]:

$$\Delta\varepsilon = c_1 \left( e^2 / r_0 \right) + c_2 \left( e^2 / r_D \right) = c_1 \varepsilon_1 + c_2 \varepsilon_2$$

где  $c_1$  и  $c_2$  – постоянные порядка единицы;  $r_0$  – расстояние между ионами (электронами);  $n = (4/3) \times \pi (r_0)^3$ ,  $r_D$  – дебаевский радиус. Для  $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 10^4$  К при  $c_1 = c_2 = 1$ ,  $\varepsilon_1 = 0,11$  эВ,  $\varepsilon_2 = 0,09$  эВ и  $\Delta\varepsilon = 0,2$  эВ. (Учитывая некоторую неопределенность в константах  $c_1$  и  $c_2$ , можно полагать, что

значение  $\Delta\varepsilon$  определено с точностью до 2). На эту же величину понижается и энергия ионизации атома в 6P состоянии 2,24 эВ (в невозмущенном атоме 2,44 эВ), при этом голова 6P континуума теперь расположена на  $\lambda = 554$  нм. В данных экспериментах зарегистрировано излучение континуума на минимальной длине волны 350 нм, что соответствует энергии кванта рекомбинационного излучения 3,54 эВ. Предельная энергия свободного рекомбинирующего электрона, которую мы регистрируем на 350 нм, составляет по формуле (3)  $\varepsilon = 3,54 - 2,24 = 1,3$  эВ. Аналогичное рассмотрение результатов работы [6] (диапазон 400–510 нм) дает значение 0,66 эВ. Таким образом, экспериментально показано, что соотношение  $\sigma_j(\varepsilon) \times \nu^2 = \text{const}$ , установленное в [6] для энергий свободных электронов, меньших 0,66 эВ, справедливо для энергий в 2 раза больших – до 1,3 эВ.

Регистрация спектров излучения ИПР была проведена также для ламп с коротким межэлектродным промежутком ( $L = 22$  мм). Для всех исследованных режимов длинноволновая часть рекомбинационного континуума по-прежнему хорошо ложится на прямую линию. Однако при длинах волн  $\lambda < 400$  нм в районе третьего резонансного дублета начинается отклонение вниз графика реального излучения от моделирующей прямой – рис. 2. Такое отклонение также наблюдается для всех режимов и в частности для спектров, зарегистрированных в разные моменты импульса, т. е. оно имеет необратимый характер.

Указанное ослабление излучения плазмы скорее всего связано с появлением дополнительного селективного поглощения стенкой сапфировой горелки или кварцевой колбы. Первое более вероятно, так как вакуум в колбе не нарушался (зеркало геттера не изменило блеска), и воздействие на колбу гораздо меньше (только

УФ-излучение). В свою очередь увеличение поглощения сапфира в коротковолновой области может быть косвенно связано с плавлением сапфира в энергонапряженных режимах.

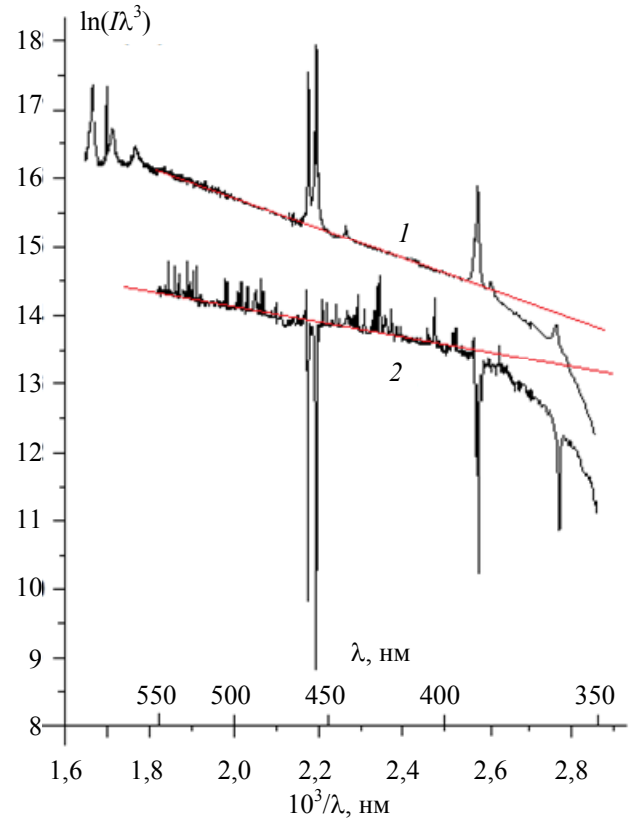


Рис. 2. Спектры цезиевого ИПР лампы с длиной плазменного канала  $L = 22$  мм.

1 – амплитуда импульса тока  $i_p = 40$  А, длительность  $\tau = 40$  мкс, энерговклад в импульсе  $q = 0,102$  Дж,  $f = 560$  Гц, температура электронов  $T_e = 6200$  К; давление паров цезия  $P_{Cs} = 200$  Торр;

2 –  $P_{Cs} = 450$  Торр,  $q = 0,21$  Дж,  $f = 526$  Гц,  $T_e = 14000$  К.

Разница в спектрах ламп с длинным и коротким межэлектродным промежутками (рис. 1 и 2) связана, вероятнее всего с особенностями их эксплуатации. На лампе с  $L = 55$  мм спектральные измерения проводились сразу после ее монтажа в режимах с умеренными энерговкладами. На лампе с  $L = 22$  мм сначала долгое время (сотни часов) проводились исследования светоотдачи, в том числе и в несколько раз более энергонапряженных режимах. В таких ре-

жимах могло произойти плавление тонкого поверхностного слоя сапфира под действием горячей плазмы разряда. Этому способствовала и высокая рабочая температура горелки 1200–1400 К. Сильный разогрев плазмы подтверждается данными, приведенными на рис. 2 (режим 2). Даже в режиме со сравнительно небольшим энергокладом получается высокая температура  $T = 14000$  К. При этом следует подчеркнуть, что такая высокая температура, определенная по наклону зависимости  $\ln(I\lambda^3)$  от  $1/\lambda$ , хорошо согласуется со значением концентрации плазмы  $n = 0,9 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , определенной по интенсивности в голове континуума. Это подтверждают особенности спектра – сильный сдвиг максимума излучения в коротковолновую область и наличие многочисленных линий ксенона и иона цезия, которые хорошо видны на рис. 2.

Увеличение поглощения света сапфиром при нагревании и при плавлении хорошо известно [14–18], но такое увеличение носит обратимый характер. Надо полагать, что такое обратимое запирающее УФ-излучение также возникало в исследованных здесь режимах ИПР в цезии с расплавлением поверхностного слоя сапфира. Однако оно не было обнаружено нами. Но многократное повторение циклов плавления и рекристаллизации привело, по видимому, к таким необратимым изменениям поверхностного слоя. Это может быть и образование дефектов решетки, и поликристаллических центров рассеяния, и включение в решетку атомов W и Th, оседающих на поверхность при образовании катодных пятен в первые минуты разогрева холодной лампы, и, возможно, другие факторы.

Во всех случаях обнаруженное нами ограничение пропускания УФ-излучения интересно с практической точки зрения и нуждается в дальнейшем подробном исследовании.

## Заключение

Показано, что рекомбинационный БР континуум атома цезия позволяет без большой ошибки определять температуру и концентрацию плазмы в сильноточном цезиевом импульсно-периодическом разряде высокого давления в достаточно большой области разрядных режимов. Благодаря высокой интенсивности рекомбинационного континуума надежно установлена линейность зависимости  $\ln(I\lambda^3) = f(1/\lambda)$  вплоть до  $\lambda = 3500 \text{ \AA}$ . Указанная линейность сохраняется в широком диапазоне параметров разряда и плазмы. Это показывает, что сечение излучательной рекомбинации  $\sigma_R \sim \nu^{-2}$  по крайней мере до энергий рекомбинирующего электрона  $\varepsilon \approx 1,3 \text{ эВ}$ . Обнаружено, что после длительной работы лампы при больших ( $\sim 200 \text{ Вт/см}$ ) тепловых нагрузках и импульсного воздействия на поверхность сапфировой монокристаллической горелки «горячей» ( $T > 10000 \text{ К}$ ) и плотной ( $n_e \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) плазмы происходит резкое уменьшение интенсивности излучения рекомбинационного континуума, выходящего из лампы, при  $\lambda < 400 \text{ нм}$ . Это явление, вероятно всего, связано с уменьшением прозрачности сапфировой оболочки и требует дальнейшего исследования.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 24. С. 70.
2. Baksht F. G., Lapshin V. F. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. Vol. 41. № 20. P. 205201.
3. Бакуит Ф. Г., Гавриш С. В., Каплан В. Б., Коротков С. В., Лапшин В. Ф., Марциновский А. М., Столяров И. И., Христюк Д. В. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 24. С. 55.
4. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Успехи прикладной физики. 2017. Т. 5. № 6. С. 525.
5. Гавриш С. В., Каплан В. Б., Марциновский А. М., Столяров И. И. // Прикладная физика. 2019. № 5. С. 78.

6. Agnew L., Summers C. / Proceedings of the VII International Conference on Phenomena in Ionized Gases. (Belgrade 1965). Vol. II. P. 574–580.
7. Agnew L., Reichelt W. H. // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. № 7. P. 3149.
8. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф. // Прикладная физика. 2008. № 6. С. 43.
9. Baksht F. G., Gavrish S. V., Kaplan V. B., Lapshin V. F., Martsinovsky A. M. // Plasma Phys. Rep. 2010. Vol. 36. № 13. P. 1199.
10. Nygaard K. J., Hebner R. E., Jones J. D., Corbin R. J. // Phys. Rev. 1975. Vol. 12. № 4. P. 1440.
11. Ecker G., Weizel W. // Ann. Phys. 1956. 6 Folge. Band 17. P. 126.
12. Ecker G., Kröll W. // Phys. Fluids. 1963. Vol. 6. № 1. P. 62.
13. Рухтер Ю. Излучение горячих газов. В кн.: Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. – М.: Мир, 1971.
14. Беляев В. Д., Ванюшин А. В., Петров В. А., Романова Г. И. // ТВТ. 1977. Т. 15. Вып. 1. С. 214.
15. Лингарт Ю. К., Петров В. А., Тихонова Н. А. // ТВТ. 1982. Т. 20. № 5. С. 872.
16. Битюков В. К., Петров В. А. // Прикладная физика. 2007. № 4. С. 18.
17. Apetz R., Brugger M. P. B. van. // J. Am. Ceram. Soc. 2003. Vol. 86. № 3. P. 480.
18. Weber J. K. R., Krishnan S., Anderson C. D., Nordine P. C. // J. Am. Ceram. Soc. 1995. Vol. 78. № 3. P. 583.

PACS: 52.80.Mg

## Plasma diagnostics of high-current cesium discharge using the recombination continuum

*A. A. Bogdanov<sup>1</sup>, S. V. Gavrish<sup>2</sup>, A. M. Martsinovsky<sup>1</sup>, and I. I. Stolyarov<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Ioffe Institute

26 Polytekhnicheskaya st., St. Petersburg, 194021, Russia

<sup>2</sup> Scientific and Production Enterprise "Melitta", Ltd

16/10 Miklukho-Maklaya st., Moscow, 117997, Russia

*Received October 12, 2020*

*The analysis of the recombination continuum spectra in a high-current pulse-periodic high pressure cesium discharge is carried out. It showed that the reabsorption of the continuum radiation and the radial inhomogeneity of the plasma column have little effect on the integral continuum spectra in a wide range of practically interesting regimes. The temperature on the axis and the plasma concentration are determined from these spectra for sufficiently flat distributions of plasma parameters. An inversely proportional dependence of the radiative recombination cross section on the energy of the recombining electron is shown experimentally up to energies of 1.3 eV. The appearance of significant absorption of ultraviolet radiation by a sapphire tube was found in the range of 350–400 nm after operation at high energy inputs in the pulse.*

*Keywords:* gas discharge, cesium, vapor pressure, light flux, recombination continuum, concentration and temperature of plasma, sapphire.

## REFERENCES

1. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, *Tech. Phys. Lett.* **30**, 1051 (2004).
2. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** (20), 205201 (2008).
3. F. G. Baksht, S. V. Gavrish, V. B. Kaplan, S. V. Korotkov, V. F. Lapshin, A. M. Martsinovsky, I. I. Stolyarov, and D. V. Christyuk, *Tech. Phys. Lett.* **34**, 1066 (2008).
4. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, *Usp. Prikl. Fiz.* **5**, 525 (2017).
5. S. V. Gavrish, V. B. Kaplan, S. V. Korotkov, V. F. Lapshin, A. M. Martsinovsky, and I. I. Stolyarov, *Applied Physics*, No. 5, 78 (2019).
6. L. Agnew and C. Summers, in *Proceedings of the VII International Conference on Phenomena in Ionized Gases*. (Belgrade, 1965), vol. II, p. 574.
7. L. Agnew and W. H. Reichelt, *J. Appl. Phys.* **39** (7), 3149 (1968).
8. F. G. Baksht and V. F. Lapshin, *Applied Physics*, No. 6, 43 (2008).
9. F. G. Baksht, S. V. Gavrish, V. B. Kaplan, V. F. Lapshin, and A. M. Martsinovsky, *Plasma Phys. Rep.* **36**, 1199 (2010).
10. K. J. Nygaard, R. E. Hebner, J. D. Jones, and R. J. Corbin, *Phys. Rev.* **12**, 1440 (1975).
11. G. Ecker and W. Weizel, *Ann. Phys.* 6 Folge. **17**, 126 (1956).
12. G. Ecker and W. Kröll, *Phys. Fluids.* **6** (1), 62 (1963).
13. *Plasma diagnostics*. Ed. by W. Lochte-Holtgreven (North-Holland Pub. Co., Amsterdam. 1968; Mir, Moscow, 1971).
14. V. D. Beljaev, A. V. Vanyushin, V. A. Petrov, and G. I. Romanova, *TVT* **15**, 214 (1977).
15. Yu. K. Lingart, V. A. Petrov, and N. A. Tichonova, *TVT* **20**, 872 (1982).
16. V. K. Bitjukov and V. A. Petrov, *Applied Physics*, No. 4, 18 (2007).
17. R. Apetz and M. P. B. van Bruggen, *J. Am. Ceram. Soc.* **86**, 480 (2003).
18. J. K. R. Weber, S. Krishnan, C. D. Anderson, and P. C. Nordine, *J. Am. Ceram. Soc.* **78**, 583 (1995).